



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Kalibracija efikasnosti germanijumskog detektora i poređenje eksperimentalnih rezultata sa rezultatima dobijenim programskim paketom Geant-4

-diplomski rad-

Mentor :
dr Dušan Mrđa

Kandidat :
Ivan Budinčević

Novi Sad, 2010.

SADRŽAJ

1	UVOD.....	3
2	INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJOM	4
2.1	Gubitak energije teških naelektrisanih čestica u atomskim sudarima	4
2.2	Gubitak energije elektrona i pozitrona	7
2.3	Interakcija fotona sa materijom	9
2.4	Interakcija neutrona sa materijom	11
3	OSNOVNI POJMOVI γ – SPEKTROMETRIJE	12
4	OSNOVNE KARAKTERISTIKE DETEKTORA	13
5	POLUPROVODNIČKI DETEKTORI	18
5.1	Osnovni tipovi HPGe detektora.....	21
6	MATERIJAL I METOD RADA	23
6.1	Poluprovodnički HPGe detektor	23
6.2	Izvor zračenja – Standardni referentni materijal	25
7	REZULTATI MERENJA I RAČUNANJE EFIKASNOSTI DETEKCIJE	26
8	MONTE KARLO SIMULACIJA EFIKASNOSTI DETEKCIJE HPGe DETEKTORA	29
8.1	Opis simulacije HPGe detektora.....	31
8.2	Rezultati simulacije HPGe detekora	35
9	POREĐENJE REZULTATA EKSPERIMENTA I SIMULACIJE	36
10	ZAKLJUČAK.....	38
	LITERATURA	39
	BIOGRAFIJA	40

1 UVOD

Jedna od bitnih karakteristika bilo kog detektorskog sistema je njegova efikasnost. Eksperimentalnu kalibraciju je neophodno obaviti za svaki detektor posle određenog vremenskog perioda, da bi se osigurala pouzdanost daljih merenja. Iako je eksperimentalna kalibracija efikasnosti postupak koji daje dobre rezultate, puno prednosti ima izračunavanje efikasnosti metodom Monte Karlo koja se zasniva na simulaciji istorija pojedinačnih fotona. Svaki foton se prati na svom putu od emisije u nekoj tački izvora, kroz materijal izvora, do detektora i u detektoru. Foton interaguje fotoelektričnom apsorpcijom, komptonkim rasejanjem ili proizvodnjom parova, a stvaraju se elektroni, pozitroni i sekundarni fotoni. Ove čestice i sekundarni fotoni se takođe prate kroz detektor. Da bi se odredio rezultat interakcije, u svakoj tački interakcije koristi se verovatnoća svakog mogućeg tipa interakcije i svaki mogući ugao rasejanja. Prateći sve događaje do njihovog krajnjeg stadijuma, moguće je izračunati kompletnu spektralnu raspodelu, a definisanjem i osjetljive zapremine detektora moguće je izračunati ukupnu deponovanu energiju pa preko nje i efikasnost.

U ovom radu smo dali kratki opis nekih osnovnih načina interakcije zračenja sa materijom koji se i koriste prilikom simulacija. Zatim smo definisali osnovne karakteristike γ spektroskopije i poluprovodničkih germanijumskih detektora. Izvršili smo eksperimentalnu kalibraciju efikasnosti germanijumskog detektora. Naveli smo osnovne elemente naše simulacije u programskom paketu Geant4 i prikazali rezultate za efikasnost. Osnovni cilj ovog rada bio je da se uporedi eksperimentalna kalibracija efikasnosti sa simuliranom dobijenom pomoću Geanta.

2 INTERAKCIJA ZRAČENJA SA MATERIJOM

Za bilo kakav oblik rada sa detektorima u nuklearnoj fizici i fizici elementarnih čestica neophodno je biti upoznat sa procesima koji se dešavaju prilikom prolaska zračenja kroz materiju. Navešćemo osnovne načine gubitaka energije čestica pri interakciji sa materijom pri čemu ćemo pratiti podelu iz [1]. Njihovo poznavanje je neophodno i pri izradi simulacije i u eksperimentalnom radu.

2.1 Gubitak energije teških naelektrisanih čestica u atomskim sudarima

U opštem slučaju dva događaja karakterišu prolazak naelektrisanih čestica kroz materiju : 1) čestica gubi energiju i 2) čestica skreće sa svoje upadne putanje. Ovi događaji su posledica dva procesa:

- 1) neelastičnih sudara sa atomskim elektronima datog materijala
- 2) elastičnog rasejanja na jezgrima

Ovi procesi se mogu mnogo puta ponoviti u toku prolaska čestice kroz materijal, ali svakako nisu jedini koji se dešavaju. Ostali mogući procesi su :

- 3) emisija Čerenkovljevog zračenja
- 4) nuklearne reakcije
- 5) zakočno zračenje (bremsstrahlung)

samo što su ovi procesi, u poređenju sa procesima atomskih sudara, dosta retki.

Klasični slučaj – Bohrova formula

Bohrova klasična formula koja opisuje gubitak energije teške naelektrisane čestice pri interakciji sa atomskim elektronom glasi :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{\gamma^2 m_e v^3}{ze^2 \bar{v}} \quad (1)$$

gde ze predstavlja naelektrisanje čestice, m_e masu elektrona, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ a $\beta = v/c$, N_e gustina elektrona a \bar{v} je srednja orbitalna frekvencija elektrona za sva vezana stanja. Ova formula daje zadovoljavajuće rezultate za gubitak energije teških naelektrisanih čestica tipa α -čestica ili težih jezgara. Za lakše čestice tipa protona formula ne važi zbog kvantnih efekata.

Kvantni slučaj Bethe-Bloch formula

Korektno kvantno-mehaničko izvođenje koje su uradili Bethe, Bloch i drugi autori, transfer energije parametrizuje preko transfera impulsa koji je merljiva veličina. Njihova formula se u praksi koristi sa dve korekcije: korekcija efekta gustine δ i shell korekcija C

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2)$$

gde je r_e klasični radijus elektrona = $2.817 \cdot 10^{-13}$ cm, ρ gustina apsorbujućeg materijala, z naelektrisanje upadne čestice u jedinicama e , N_a avogadrov broj = $6.022 \cdot 10^{23}$ 1/mol, I srednji jonizacioni potencijal, Z atomski broj apsorbujućeg materijala, A atomska težina apsorbujućeg materijala i W_{\max} maksimalni transfer energije u jednom sudaru.

Masena zaustavna moć

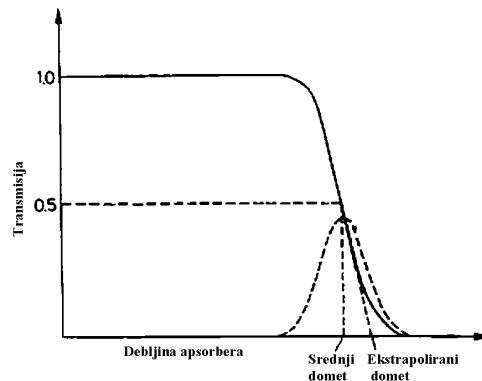
Ukoliko se gubitak energije predstavi preko površinske gustine ρx

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_i = -\left(\frac{dE}{d(\rho x)}\right)_i = z^2 \frac{Z}{A} f(\beta, I) \quad (3)$$

onda ova veličina ne zavisi od karakteristika sredine i naziva se masena zaustavna moć. Za ne previše različite Z -ove odnos Z/A se vrlo malo menja što znači da masena zaustavna moć skoro i da ne zavisi od vrste materijala. Na primer: proton sa energijom od 10 MeV će izgubiti istu količinu energije u 1g/cm^2 bakra kao i u 1g/cm^2 aluminijuma, gvožđa itd.

Domet

Domet nam govori koliko će rastojanje preći u određenom materijalu određen tip čestice sa određenom početnom brzinom, što je vrlo bitno kod određivanja potrebnih dimenzija detektora. Eksperimentalno se može odrediti propuštajući snop čestica određene energije kroz različite debljine datog materijala i nanoseći na grafik debljinu materijala i odnos transmitovanih i upadnih čestica.



Slika 1. Tipična apsorpciona kriva za teške čestice

Interakcija zračenja sa materijom

Vidimo da za male debljine sve čestice prođu kroz materijal dok ne dođemo do određene debljine apsorbera posle koje broj transmitovanih čestica naglo opada. Jedan deo krive je linearan, dok kraj nagiba krive prelazi u fon. Debljina apsorbera koja smanji intenzitet zračenja na polovinu početne vrednosti naziva se srednji domet. Pored srednjeg dometa uveden je i ekstrapolirani domet koji se dobija kada se linearni nagib krive ekstrapolira do nule (Slika 1).

Formule za određivanje dometa su uglavnom empirijske kao na primer formula za domet α -čestice u vazduhu

$$R_{\alpha} = 3.18 \cdot 10^{-3} E_{\alpha}^{3/2} \quad (4)$$

gde je E_{α} u jedinicama MeV a R_{α} u metrima, ili grube procene tipa Bragg-Kleemanovog pravila (koje su dobili na osnovu specifičnih gubitaka energije teške naelektrisane čestice) za odnos dometa u dve različite sredine

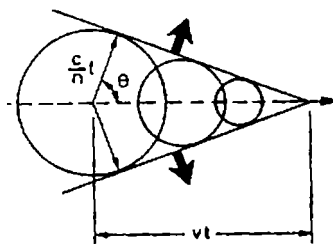
$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2 \sqrt{A_1}}{\rho_1 \sqrt{A_2}} \quad (5)$$

Zračenje Čerenkova

Zračenje Čerenkova nastaje kada se naelektrisana čestica u određenoj sredini kreće brže od brzine svetlosti za tu sredinu. Ta brzina je $\beta c = v = c/n$ gde je n indeks prelamanja a c brzina svetlosti u vakuumu. Dakle za česticu koja emituje zračenje Čerenkova važi $v_{\text{čestice}} > c/n$. Ovakva čestica će polarizovati dipole te sredine koji će se nakon prolaska čestice depolarizovati i emitovati zračenje. Ovo zračenje se emituje pod određenim uglom u odnosu na pravac kretanja čestice

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n(\omega)} \quad (6)$$

i formira talasni front konusnog oblika datog na Slici 2. Treba primetiti da ugao θ_c zavisi od brzine čestice i frekvencije emitovanog zračenja. Na osnovu merenja pravca prostiranja zračenja Čerenkova moguće je odrediti energiju upadne čestice.



Slika 2. Konusni oblik talasnog fronta zračenja Čerenkova

Teorijsko tumačenje zračenja Čerenkova su dali Tam (Игорь Евгеньевич Тамм) i Frank (Илья Михайлович Франк) na osnovu klasične elektrodinamike i njihova formula za gubitak energije naelektrisane čestice zbog zračenja Čerenkova glasi

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{\pi e^2 z^2}{c^2 \epsilon_0} \int_0^{v_{\max}} dv \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) v \quad (7)$$

gde je $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2$ električna propustljivost vakuuma. Pokazuje se da je gubitak energije na zračenje Čerenkova mnogo manji od gubitaka pri jonizaciji i ekscitaciji sredine

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e \approx 10^{-3} \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \quad (8)$$

Zanimljivo je napomenuti da gubitak na Čerenkovo zračenje sledi iz potpuno korektnog izvođenja dE/dx tj. ono je već sadržano u Bethe-Bloch formuli.

2.2 Gubitak energije elektrona i pozitrona

Gubici pri sudarima

Mehanizam sudara je isti kao i za teške naelektrisane čestice, sa tim da kod elektrona pravimo dve korekcije u Bethe-Bloch-ovoj formuli. Prva sledi iz činjenice da je masa elektrona mala pa će on biti skrenut sa svoje putanje, druga je zbog činjenice da sad dva elektrona interaguju, a oni su identične čestice. Ispravljena formula glasi

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2}\right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (9)$$

gde je τ kinetička energija čestice u jedinicama $m_e c^2$, a $F(\tau)$ za elektrone je

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2r+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \quad (10)$$

Gubici na zakočno zračenje : „Bremsstrahlung“

Kod lakših naelektrisanih čestica pojavljuje se emisija zračenja usled rasejanja na električnom polju jezgra. Ovo se klasično može shvatiti kao posledica ubrzanja elektrona koji skreće sa svoje pravolinijske putanje. Ovaj gubitak je mali u poređenju sa gubicima od sudara sve do energija od desetak MeV kada postaje uporedivo sa njim. Za energije veće od nekoliko MeV efikasni presek za zakočno zračenje je dat formulom (11)

$$d\sigma = 4Z^2 r_e^2 \alpha \frac{dv}{v} \left\{ (1 + \varepsilon^2) \left[\frac{\Phi_1(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] - \frac{2}{3} \varepsilon \left[\frac{\Phi_2(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] \right\} \quad (11)$$

gde je $\varepsilon = E/E_0$, $\alpha = 1/137$, $f(Z)$ Kulonova korekcija, $\Phi_1(\xi)$, $\Phi_2(\xi)$ funkcije ekraniranja zavisne od ξ koji daje vrednost ekraniranja. Ova formula je rezultat Born-ove aproksimacije i ne važi na niskim energijama.

Gubitak energije možemo dobiti integracijom preseka pomnoženog sa energijom fotona preko dozvoljenog opsega energija

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = N \int_0^{v_0} hv \frac{d\sigma}{dv}(E_0, v) dv \quad (12)$$

gde je N broj atoma po cm^3 , $N = \rho N_a / A$, $v_0 = E_0 / h$.

Elektron-elektron „bremsstrahlung“, koji nastaje usled rasejanja elektrona na polju atomskih elektrona, se može opisati istom ovom formulom za efikasni presek (11) ako se Z^2 zameni sa $Z(Z+1)$.

Kritična energija

Za svaki materijal postoji određena energija na kojoj gubici na zračenje postaju jednaki gubicima na sudare

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col}, \text{ za } E = E_c \quad (13)$$

Iznad ove energije gubici na zračenje će biti veći od gubitaka na sudare-jonizaciju dok obrnuto važi za energije ispod kritične. Aproksimativna formula za E_c

$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (14)$$

Radijaciona dužina i domet elektrona

Radijaciona dužina se definiše kao dužina materijala u kojoj se energija elektrona smanji za faktor $1/e$ samo zbog radijacionih gubitaka. Korisna aproksimacija kojom možemo grubo proceniti ovu dužinu je

$$L_{rad} = \frac{716.4 \text{ g/cm}^2 \text{ A}}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (15)$$

gde su Z i A atomski i maseni broj datog materijala. Vrednosti dobijene ovom formulom za većinu materijala imaju grešku oko 2.5%, dok su naprimer za helijum vrednosti za 5% previše niske.

Domet elektrona je komplikovanije izračunati zbog njegove male mase pa samim tim i većih rasejanja i odstupanja od prave putanje ali se za to koriste već dobijene empirijske formule.

2.3 Interakcija fotona sa materijom

Ponašanje fotona u materiji (u našem slučaju γ – zraka) prilično se razlikuje od ponašanja naelektrisanih čestica. Konkretno, činjenica da foton nije naelektrisan onemogućava mnoge neelastične sudare sa atomskim elektronima koje su karakteristične za naelektrisane čestice. Umesto njih glavne interakcije γ – zračenja pri prolasku kroz materiju su :

- 1) Fotoelektrični efekat
- 2) Komptonovo rasejanje (uključujući Thomsonovo i Rayleigh rasejanje)
- 3) Kreacija parova

Takođe moguće, ali mnogo ređe, su reakcije nuklearne disocijacije na primer (γ, n) koje nismo uzimali u obzir.

Fotoelektrični efekat

Fotoelektrični efekat predstavlja apsorpciju fotona od strane atomskog elektrona nakon čega elektron napušta atom. Energija izbačenog elektrona je

$$E = h\nu - E_v \quad (16)$$

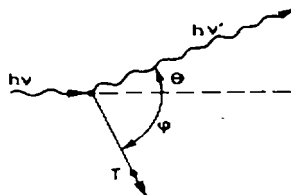
gde je E_v energija veze elektrona u atomu. Presek za fotoefekat se ne može izraziti preko jedinstvenog analitičkog izraza, njegova zavisnost od atomskog broja materijala Z i energije fotona $E_\gamma = h\nu$ se može izraziti kao

$$\sigma_{p.e} = const \cdot Z^{4.5} \cdot E_\gamma^{-3} \quad (17)$$

Jaka zavisnost od Z pokazuje da su materijali velikog rednog broja vrlo efikasni što se tiče apsorpcije fotona. Sa druge strane jaka zavisnost preseka od energije fotona je razlog zbog koga je ovaj efekat dominantan način interakcije na niskim energijama, a postaje zanemarljiv na visokim energijama.

Komptonovo rasejanje

Komptonovo rasejanje je pojava rasejanja fotona na slobodnom elektronu ili na vezanom elektronu čija je energija veze mnogo manja od energije upadnog fotona. Foton prenosi deo svoje energije na elektron dok se ostatak javlja u vidu sekundarnog fotona (Slika 3).



Slika 3. Šematski prikaz Komptonovog rasejanja

Primenom zakona održanja energije i impulsa dobijamo relacije za energiju rasejanog fotona $h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}$, kao i vezu između uglova φ i θ

$\cot \varphi = (1 + \gamma) \tan \frac{\theta}{2}$, gde je θ ugao između pravca kretanja upadnog i rasejanog fotona, $\gamma = h\nu/m_e c^2$, dok je φ ugao između pravca kretanja upadnog fotona i elektrona nakon rasejanja.

Formula za diferencijalni efikasni presek Komptonovog rasejanja je jedna od prvih koja je dobijena kvantnom elektrodinamikom i poznata je kao Klein-Nishina formula

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^2} \left(1 + \cos^2 \theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right) \quad (18)$$

gde je r_e klasični radijus elektrona.

Thomsonovo rasejanje je rasejanje fotona na slobodnim elektronima pri niskim energijama pri čemu nam formula Klein-Nishina daje Thomson-ov efikasni presek

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (19)$$

Rayleighevo rasejanje je rasejanje fotona od celog atoma pri čemu svi atomski elektroni učestvuju kao koherentna celina pa se nekad zove koherentno rasejanje. Iako ova dva rasejanja ne prenose mnogo energije materijalu kroz koji prolaze, ovde korišćeni programski paket Geant4 u sebi sadrži proceduru za opis Rayleigh rasejanja koju ćemo posle i koristiti.

Kreacija parova

U ovom procesu se foton sa energijom većom od 1.022 MeV pretvara u par elektron-pozitron. Da bi važio zakon održanja impulsa neophodno je da prisustvuje i treće telo, najčešće jezgro atoma. U teoriji, kreacija para je povezana sa zakočnim zračenjem pa je moguće dobiti sličnu formulu za efikasni presek

$$d\sigma = 4Z^2 r_e^2 \alpha \frac{dE_+}{(h\nu)^3} \left\{ (E_+^2 + E_-^2) \left[\frac{\Phi_1(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] + \frac{2}{3} E_+ E_- \left[\frac{\Phi_2(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] \right\} \quad (20)$$

gde su E_+ i E_- energija pozitrona i elektrona, a ostale veličine su iste kao u (11).

2.4 Interakcija neutrona sa materijom

Kao i fotoni, neutroni nemaju naelektrisanje, pa oni ne učestvuju u elektromagnetnim interakcijama sa materijom, već je kod njih glavna jaka interakcija sa jezgroma. Da bi uopšte interagovali sa jezgrom oni moraju prići na oko 10^{-13} cm od njega, pa je sasvim očekivano da je njihova interakcija sa materijom veoma mala.

Međutim, kada neutron dođe dovoljno blizu, on može da učestvuje u raznim nuklearnim reakcijama, u zavisnosti od njegove energije kao što su :

- 1) Elastično rasejanje od jezgra npr. $A(n,n)A$. Ovo je glavni mehanizam gubitka energije neutrona u MeV području.
- 2) Neelastično rasejanje npr. $A(n,n')A^*$, $A(n,2n')B$ itd. U ovoj reakciji jezgro postaje pobuđeno i posle može da izgubi tu energiju gama raspadom ili nekom drugom radijacionom emisijom. Da bi došlo do neelastičnog rasejanja nukleon mora imati energiju od barem 1 MeV da bi uopšte mogao da pobudi jezgro.
- 3) Radijacioni zahvat neutrona npr. $n+(Z,A)\rightarrow\gamma+(Z,A+1)$. Generalno efikasni presek za neutronske zahvat je približno $1/v$ gde je v brzina neutrona. Dakle zahvat je najverovatniji na niskim energijama. U zavisnosti od materijala mogući su i rezonantni pikovi superponirani na ovu $1/v$ zavisnost. Na ovim energijama je verovatnoća neutronske zahvata mnogo veća.
- 4) Ostale nuklearne reakcije tipa (n,p) , (n,d) , (n,α) , (n,t) , $(n,\alpha p)$ itd. u kojima je neutron zahvaćen i emituje se naelektrisana čestica. Ove reakcije se uglavnom dešavaju u području od eV – keV. Ovde presek takođe ima zavisnost oblika $1/v$ sa mogućim rezonancama u zavisnosti od elementa.
- 5) Fisija (n,f) , koja je opet najverovatnija na termalnim energijama (energija neutrona na sobnoj temperaturi).
- 6) Produkcija visoko-energetskih hadronskih pljusкова . Ovo se dešava samo kod neutrona sa vrlo visokim energijama $E > 100$ MeV.

Ukupna verovatnoća da neutron reaguje sa materijom se dobija kao suma pojedinačnih poprečnih preseka

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elastično} + \sigma_{neelastično} + \sigma_{zahvat} + \dots \quad (21)$$

3 OSNOVNI POJMOVI γ – SPEKTROMETRIJE

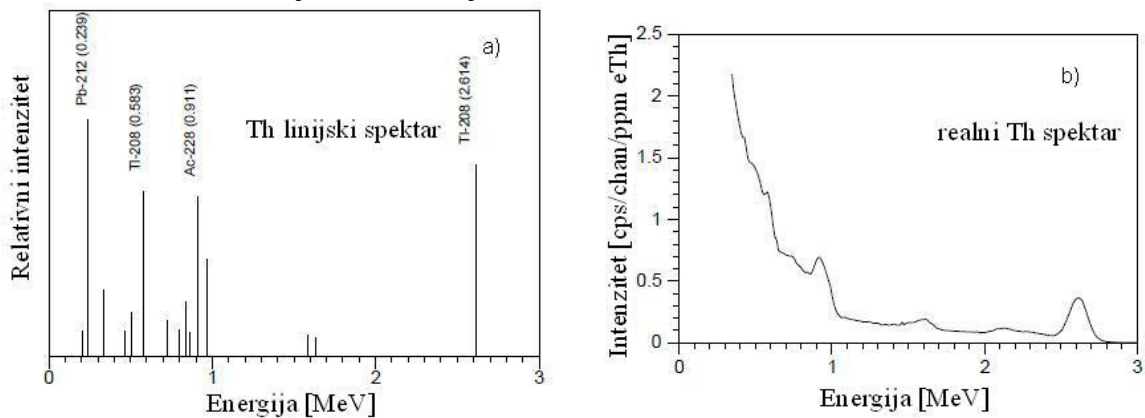
Izvori zračenja

Svaki foton γ zraka ima određenu energiju koja je karakteristična za izvor iz koga potiče zračenje. Ovo je osnova γ -spektrometrije pošto mereći energije tih fotona, možemo odrediti iz kog izvora su potekli. Izvori zračenja mogu biti prirodni kao što su kalijum (^{40}K), uranijum (^{238}U i ^{235}U i njihovi potomci) i torijum (^{232}Th i potomci) dok je glavni veštački izvor ^{137}Cs nastao kao produkt nuklearnih eksplozija i katastrofe u Černobilu (Чернобыль).

Osobine γ -spektara

Svaki od ovih izvora zračenja ima svoj karakteristični linijski spektar. Ovi spektri su uglavnom teorijske apstrakcije koje predstavljaju raspodelu zračenja kod izvora (Slika 4). Kako zračenje prolazi kroz sam izvor, detektor, i materiju između izvora i detektora dolazi do već opisanih procesa zbog kojih ćemo konačno registrovati spektar drugačiji od teoretskog. Dakle, konačni spektar će zavisiti od :

- karakteristika detektora
- geometrije između detektora i izvora
- količine materijala između njih.



Slika 4. a) Teoretski Torijumov emisijski linijski spektar blizu izvora b) Spektar snimljen NaI(Tl) detektorom preuzeti iz [2]

Geometrija izvor-detektor

Veliki uticaj na posmatrani spektar ima debljina izvora. Sa većom debljinom, ima više Komptonovog rasejanja što smanjuje intenzitet registrovanih foto-vrhova. Pošto se fotoni sa manjom energijom više atenuiraju od fotona sa većom energijom, ovaj efekt je više izražen na nižim energijama. Zračenje može biti atenuirano i u materijalu između izvora i detektora. Od oblika izvora i detektora kao i od njihovog međusobnog položaja zavisi količina materijala kroz koju će zračenje prolaziti. Dobijeni spektar, dakle, zavisi od koncentracije i geometrije izvora i detektora, kao i od visine na kojoj je postavljen detektor.

Karakteristike detektora

Pod karakteristikama detektora podrazumevamo skup osnovnih osobina detektora koje mogu uticati na oblik spektra. Glavne karakteristike detektora su :

- osetljivost
- odziv detektora
- energetska rezolucija
- funkcija odziva
- efikasnost detektora
- mrtvo vreme
- vreme odziva

4 OSNOVNE KARAKTERISTIKE DETEKTORA

Osetljivost

Osetljivost je sposobnost detektora da proizvede korisni signal za određenu vrstu zračenja i energije. Detektori su dizajnirani da budu osetljivi na određenu vrstu zračenja u određenom energetskom području. Detektorska osetljivost zavisi od više faktora :

- 1) efikasnog preseka za jonizujuće zračenje unutar detektora
- 2) mase detektora
- 3) inherentnog detektorskog šuma
- 4) zaštitnog materijala koji okružuje osetljivu zapreminu detektora

Efikasni presek i masa detektora određuju verovatnoću da upadno zračenje pretvori deo ili celinu svoje energije u jonizujuće zračenje unutar detektora. Jonizujući signal mora biti jači od određenog minimuma da bi bio od koristi, a taj minimum zavisi od šuma detektora i prapratne elektronike. Debljina zaštitnog materijala oko osetljive zapremine detektora takođe postavlja donju granicu za energiju koja može da se detektuje.

Odziv detektora

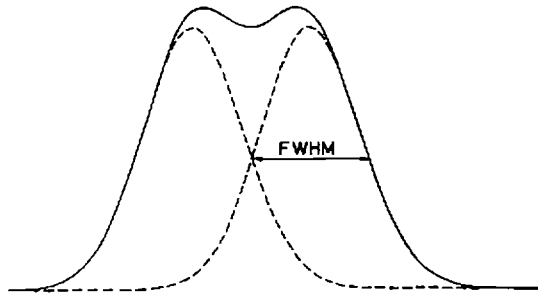
Većina detektora je u stanju da pruži neku informaciju o energiji upadnog zračenja, pošto je stepen jonizacije proporcionalan energiji koju zračenje izgubi u osetljivoj zapremini detektora. Generalno izlazni signal električnih detektora ima oblik strujnog signala koji u sebi sadrži određenu količinu naelektrisanja povezanu sa dobijenim stepenom jonizacije. Količina naelektrisanja koja se prenosi je proporcionalna amplitudi tj. visini tog signala. Odnos ukupnog naelektrisanja ili visine signala sa energijom zračenja predstavlja odziv detektora. Ovaj odnos je za mnoge detektore barem aproksimativno linearan za određen opseg energija.

Energetska rezolucija i Fano faktor

Energetska rezolucija pokazuje do koje mere je detektor u stanju da razlikuje dve bliske energije. Idealno svaka energija bi bila predstavljena jednim pikom delta funkcije, ali u realnom slučaju svaki pik ima oblik Gausove raspodele sa konačnom širinom. Rezolucija se uglavnom daje u odnosu na poluširinu maksimuma (FWHM - full width at half maximum) i dve energije koje upadaju u ovaj interval se smatraju nerazloživim (Slika 5). Označavajući ovu širinu kao ΔE , formula za relativnu rezoluciju na energiji E je

$$R = \frac{\Delta E}{E} \quad (22)$$

Rezolucija se uglavnom izražava u procentima gde na primer NaI scintilacioni detektor ima oko 8% - 9% rezoluciju za γ - zrake od 1 MeV, dok germanijumski detektor ima rezoluciju reda 0.1%.



Slika 5. Definisiranje energetske rezolucije

Ako je cela energija zračenja apsorbirana, onda postoje mnogi procesi koji mogu prouzrokovati fluktuaciju broja jonizacionih događaja. Fano faktor je broj koji se uvodi da bi se opisao uticaj ovih fluktuacija i sa njim formula za energetska rezoluciju je

$$R = 2.35 \frac{\sqrt{FJ}}{J} \quad (23)$$

gde se faktor 2.35 odnosi na standardnu devijaciju Gausijana na njegov FWHM, J je stepen jonizacije i F Fano faktor. Fano faktor je funkcija svih fundamentalnih procesa koj mogu dovesti do transfera energije u detektoru koji zapravo zavise od detektorskog medijuma. Kod poluprovodničkih detektora uglavnom je $F < 1$.

Funkcija odziva

Funkcija odziva je karakteristična za dati detektor i tip zračenja. Ona predstavlja spektar visina signala detektora kada na njega pada monoenergetsko zračenje. Do sada smo rekli da su dobijeni spektri Gausovog oblika. Međutim, dobijeni spektri ne mogu uvek biti opisani Gausijanom. Efekti koji menjaju oblik spektra su različiti za svaku vrstu zračenja: kod elektrona može doći do rasejanja i gubitaka energije zakročnim zračenjem, dok kod γ – zraka uticaj fotoelektričnog efekta i produkcije parova daje različite doprinose energiji što dovodi do narušenja Gausovog oblika spektra.

Kada se detektor koristi za merenje γ – spektra, dobijena raspodela visina signala (pulse height) u zavisnosti od energije $PH(E)$ će biti konvolucija samog γ – spektra i odziva detektora

$$PH(E) = \int S(E')R(E, E')dE' \quad (24)$$

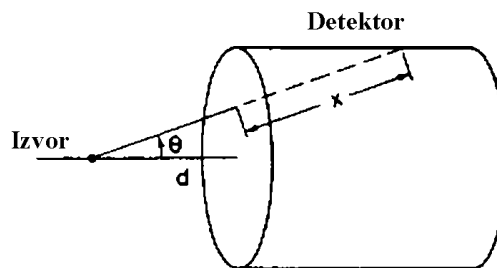
gde je $R(E, E')$ funkcija odziva na upadnoj energiji E' i $S(E')$ je spektar energija γ – zraka. Odavde ako smo već otkrili funkciju odziva, možemo dobiti traženi γ – spektar mereći eksperimentalno $PH(E)$.

Efikasnost detektora

Kod detekcije zračenja razmatramo dve vrste efikasnosti: apsolutna efikasnost i sopstvena efikasnost detektora. Apsolutna ili totalna efikasnost se definiše kao broj registrovanih događaja u odnosu na ukupan broj događaja

$$\mathcal{E}_{tot} = \frac{N_R}{N_U} \quad (25)$$

i ona je funkcija geometrije detektora i verovatnoće interakcije unutar detektora. Kao primer posmatrajmo cilindrični detektor sa tačkastim izvorom na rastojanju d na osi detektora kao na Slici 6.



Slika 6. Računanje efikasnosti cilindričnog detektora sa tačkastim izvorom

Ako izvor emituje izotropno onda je verovatnoća da čestica bude emitovana pod uglom θ : $P(\theta)d\Omega = d\Omega/4\pi$. Verovatnoća da će čestica koja pogodi detektor imati interakciju unutar detektora je $P_{int}(x) = 1 - e^{(-x/\lambda)}$. U tom slučaju za efikasnost možemo da pišemo

$$d\varepsilon_{tot} = \left[1 - e^{-\frac{x}{\lambda}} \right] \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (26)$$

gde je x put pređen unutar detektora a λ srednji slobodni put.

U mnogim slučajevima vrednost x ne varira mnogo duž detektora ili je vrednost λ toliko mala da eksponencijalni član postaje nula. Apsolutna efikasnost se onda može faktorisati u dva dela: sopstvenu (intrinsic) efikasnost ε_{int} i geometrijsku efikasnost ε_{geom} . Totalna tj. apsolutna efikasnost je onda data proizvodom $\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{int}\varepsilon_{geom}$.

Sopstvena efikasnost predstavlja odnos registrovanih događaja sa brojem događaja koji su realno pogodili detektor

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{registrovani događaji}}{\text{događaji koji pogodaju detektor}} \quad (27)$$

Ovde verovatnoća zavisi od preseka interakcije između upadnog zračenja i detektorskog medijuma. Sopstvena efikasnost je onda funkcija tipa zračenja, energije zračenja i detektorskog materijala. Geometrijska efikasnost pokazuje koji deo prostornog ugla zračenja je obuhvaćen detektorom. Ona u potpunosti zavisi od geometrijske konfiguracije izvora i detektora ali je neophodno uzeti u obzir i ugaonu raspodelu zračenja.

Važna popravka koja se primenjuje u γ – spektrometriji „bulk” uzoraka (uzorci većih zapremina i gustine od referentnih uzoraka) je popravka na atenuaciju fotona unutar samog izvora zračenja tj. usled **samoapsorpcije** [3]. Za datu geometrijsku konfiguraciju korekcionni faktor se izražava kao odnos efikasnosti standarda u odnosu na uzorak

$$C_s(E) = \frac{\varepsilon(E, \text{standard})}{\varepsilon(E, \text{uzorak})} \quad (28)$$

Korekcija na samoapsorpciju se može odrediti eksperimentalno ili koristeći Monte Karlo metode ili analitičkim metodama. Procedura za određivanje korekcionnog faktora uključuje računanje C_s dobijenog za različite gustine ρ i energije fotona E . Zatim se sakupljeni podaci za svaku energiju fotona fituju na funkciju $C_s(E, \rho)$ koja se piše kao

$$C_s(E, \rho) = a(E) e^{[-b(E)\rho]} \quad (29)$$

Osnovne karakteristike detektora

Za γ – zrake niskih energija (ispod 100 keV) ove formule mogu da se primenjuju samo za materijale sličnog sastava zbog odnosa masenog atenuacionog koeficijenta i atomskog broja. Zna se da se fotoni γ zraka unutar materijala atenuiraju po formuli

$$I = I_0 e^{-(\mu_m \cdot x \cdot \rho)} \quad (30)$$

gde je I_0 intenzitet fotona energije E pre atenuacije, I intenzitet fotona energije E posle atenuacije, μ_m maseni atenuacioni koeficijent, ρ gustina materijala i x efektivna dužina uzorka.

Mrtvo vreme

Mrtvo vreme je vreme koje je potrebno detektoru da obradi neki događaj i uglavnom je povezano sa dužinom trajanja strujnog signala. U zavisnosti od tipa, detektori mogu biti osetljivi ili neosetljivi za druge događaje unutar ovog intervala. U slučaju neosetljivog detektora svaki drugi događaj koji upadne u ovaj interval se izgubi, dok je kod osetljivog moguće gomilanje signala što ga izobličuje i na kraju je moguć gubitak informacije o oba događaja.

Kod računanja mrtvog vremena treba uzeti u obzir sve pojedinačne delove detektorskog sistema pošto svaki od njih ima svoje mrtvo vreme. Postoje dva osnovna tipa mrtvog vremena: produženo i neproduženo, ili paralizujuće i neparalizujuće. U slučaju produženog mrtvog vremena novi događaj koji stigne u toku mrtvog vremena starog dodaje svoje mrtvo vreme od momenta kada je stigao. Odavde se lako vidi da je, ako su događaji dovoljno česti, moguće da mrtvo vreme traje veoma dugo za koje vreme je element paraliziran. Neparalizujuće mrtvo vreme odgovara detektoru koji je neosetljiv tokom mrtvog vremena, pa novi događaj neće produžiti mrtvo vreme starog.

Vreme odziva

Vreme odziva je vreme koje je potrebno detektoru da formira signal nakon što je zračenje stiglo do njega. Što kraće vreme odziva je neophodno za bolji tajming detektora. Dužina trajanja signala je takođe vrlo bitna. Tokom ovog perioda, drugi događaj se ne može registrovati ili zato što je detektor tada neosetljiv, ili zato što će se drugi događaj stopiti sa prvim. Ovo doprinosi mrtvom vremenu detektora i ograničava broj registrovanih događaja.

5 POLUPROVODNIČKI DETEKTORI

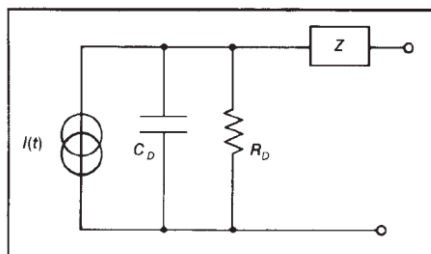
Poluprovodnički detektor je u suštini velika silicijumska ili germanijumska dioda p – n ili p – i – n tipa koja je inverzno polarizovana. Za germanijumske detektore se koristi termin HPGe – high-purity germanium (germanijum visoke čistoće) da bi se naglasilo da nisu dopirani (kao što su ranije bili sa litijumom). Na adekvatnoj radnoj temperaturi (oko 300K za Si detektor i oko 85K za Ge detektor), sloj prostornog naelektrisanja smanjuje struju curenja na prihvatljivo niske vrednosti. Zbog toga je moguće primeniti električno polje koje će sakupiti slobodne nosioce naelektrisanja nastale jonizacionim zračenjem. Razmotrićemo sada neke specifične karakteristike i procese kod poluprovodničkih detektora.

Prosečna energija potrebna za stvaranje para elektron – šupljina

Energija izgubljena jonizujućim zračenjem u poluprovodničkim detektorima se pretvara u par elektron – šupljina. Prosečna energija ε neophodna za stvaranje para kod određenog poluprovodničkog detektora i na određenoj temperaturi ne zavisi od vrste i energije samog zračenja. Vrednosti za ε su: 3.62 eV za silicijum na sobnoj temperaturi, 3.72 eV za Si na 80 K i 2,95 eV za germanijum na 80 K. Konstantna vrednost ε za različite energije doprinosi fleksibilnosti korišćenja ovih detektora, dok niska vrednost ε u poređenju sa energijom potrebnom za stvaranje para elektron – jon u gasnim detektorima (od 15 do 30 eV) doprinosi superiornosti poluprovodničkih detektora.

Formiranje signala

Poluprovodnički detektor je uglavnom povezan sa predpojačavačem koji integriše signal dobijen iz detektora i šalje ga dalje do pojačavača. Vremensko ponašanje strujnog signala na ulazu predpojačavača zavisi od oblika signala i efekta ekvivalentnog kola poluprovodničkog detektora (Slika 7). Efekat ekvivalentnog kola je uglavnom zanemarljiv ili se lako izračunava, ali detaljno razmatranje procesa sakupljanja naelektrisanja je neophodno za izračunavanje indukovanog strujnog signala $I(t)$.



Slika 7. Ekvivalentno kolo poluprovodničkog detektora

Proces sakupljanja naelektrisanja i rezultujući indukovani strujni signal

Strujni signal se indukuje na kontaktima detektora kretanjem nosilaca naelektrisanja nastalih jonizujućim zračenjem. Da bi izračunali vrednost $I(t)$ prvo treba da odredimo trajektoriju nosilaca naelektrisanja u električnom polju odakle elektrostatičkim razmatranjima dobijamo konačno $I(t)$. Električno polje detektora se može dobiti iz poznatih veličina: primenjenog napona polarizacije, geometrije detektora i otpornosti bulk materijala. Zatim računamo trajektoriju nosioca naelektrisanja, koji je stvoren u tački r_0 unutar zapremine detektora, koristeći vrednosti brzine drifta koje zavise od električnog polja.

Možemo pisati diferencijalnu jednačinu

$$\frac{dr}{dt} = V_d[E(r)] \quad (31)$$

za svaki nosilac naelektrisanja i možemo je rešiti ako su nam poznati r_0 . Ove vrednosti će nam biti poznate ako se čestice stvaraju duž dobro definisane putanje (teški nosioci naelektrisanja). U slučaju β , X i γ – zračenja podaci o r_0 su statističke prirode. Integracijom (31) dobijamo $r(t)$ za svaku naelektrisanu česticu nakon čega elektrostatičkim razmatranjima se može doći do $I(t)$. Na primer, u slučaju detektora sa kontaktima u vidu paralelnih ravni sa poljem $E(x)$ koje deluje duž nekog rastojanja L , možemo izračunati indukovano naelektrisanje koje nastaje kretanjem nosioca naelektrisanja q duž nekog puta Δx u pravcu polja kao $\Delta q = q \Delta x/L$ i ono ne zavisi od oblika polja $E(x)$. Preko Δq i formule (31) znamo doprinos svakog nosioca naelektrisanja, pa integracijom preko svih dobijenih nosilaca naelektrisanja dobijamo ukupnu struju $I(t)$.

Vreme porasta signala

Vreme porasta signala T_t se može meriti na izlazu osetljivog predpojačavača. Ako je predpojačavač dovoljno brz, T_t je određeno 1) vremenom sakupljanja signala T_R , 2) vremenom porasta signala u ekvivalentnom kolu detektora koje se uglavnom zanemaruje i 3) vremenom plazme. U većini slučajeva T_R je dominantni faktor čiji se red veličine može dobiti iz $T_R = W 10^{-8}$ s za germanijum na temperaturi tečnog azota. W predstavlja debljinu sloja prostornog naelektrisanja u mm. Za silikonske i planarne germanijumske detektore vrednost W je data sa detektorom, dok kod koaksijalnih Ge detektora W je prečnik cilindra detektora.

Efekti klopke

Nosilac naelektrisanja može da bude zarobljen ako bude zahvaćen u nekoj nečistoći poluprovodnika čime više ne učestvuje u datom transportnom procesu. Uvedimo τ^+ (srednje slobodno vreme drifta)

$$\tau^+ = \frac{1}{N_t \sigma V_{th}} \quad (32)$$

gde je N_t gustina centara klopke, σ efikasni presek klopke, V_{th} termalna brzina. Zarobljeni nosilac naelektrisanja može biti oslobođen posle nekog vremena čime opet može da učestvuje u struji. Prosečno vreme provedeno u klopki je τ_F i jako zavisi od temperature

$$\tau_D = C e^{\left(\frac{-E_t}{KT}\right)} \quad (33)$$

gde je C konstanta, E_t aktivaciona energija klopke, K Bolzmanova konstanta i T apsolutna temperatura. Rezultat dugog vremena zarobljavanja je slaba energetska rezolucija i dobijanje repova u spektru. Može se pokazati da je u aproksimaciji prvog reda, efikasnost sakupljanja nosioca naelektrisanja koje upada u klopke sa srednjim slobodnim vremenom drifta τ_+ dato sa

$$\eta = 1 - \left(\frac{T_R}{2\tau^+}\right) \quad (34)$$

gde je η sakupljeni procenat stvorenog naelektrisanja. U modernim germanijumskim detektorima γ – zraka, ta efikasnost je reda 0.999 i T_R je reda 10^{-7} , a τ^+ je onda reda 10^{-4} .

Plazma efekti

Plazma efekti su zanimljivi kod spektroskopije teških jona. U silicijumskim detektorima čestica teške naelektrisane čestice proizvode oblak para elektron – šupljina u koji spoljašnje električno polje ne može da prodre. Tek kada se taj oblak rasprši difuzijom može doći do driftovanja nosilaca naelektrisanja pod dejstvom električnog polja. Ovaj fenomen ima sledeće posledice :

- 1) Stvara se zakašnjenje između kreacije para elektron – šupljina i pojavljivanja pozitivne ivice signala u detektoru . Ovo zakašnjenje prouzrokuje dodatnu komponentu u vremenskom podrhtavanju signala.
- 2) Vreme porasta signala iz detektora je usporeno, što dovodi do prividnog zakašnjenja registracije samog događaja.
- 3) Zbog postojanja gustog oblaka naelektrisanja u području gde je u početku električno polje bilo nula, nosioci naelektrisanja mogu da se rekombinuju sa gubitkom amplitude signala. Ovaj fenomen je zanemarljiv kod detekcije lakših čestica, γ i X – zraka zbog male verovanoće rekombinacije u poluprovodnom regionu sa jakim električnim poljem.

5.1 Osnovni tipovi HPGe detektora

Jedna od mogućih podela na osnovne tipove HPGe detektora je podela po oblasti primenljivosti. U zavisnosti od načina primene detektora zanimljive su nam određene oblasti energija. Ako koristimo širok interval energija, na primer od < 5 keV do nekoliko MeV, onda ćemo sigurno koristiti koaksijalni detektor. Ako posmatramo samo niske energije, odnosno energije X – zraka koji se javljaju u prirodi i zraci koji su nastali fluorescencijom, onda ćemo pre koristiti detektor X – zraka. Ako opseg posmatranih energija pored nisko energetske X – zraka obuhvata i energije do nekoliko stotina keV, onda ćemo koristiti polu-planarni detektor [4].

Koaksijalni

Koaksijalni detektori su najpopularniji tip i oni imaju najširi energetski opseg. Mogu da registruju i broje γ – zrake od nešto ispod 5 keV pa do nekoliko MeV. Oblik im je uglavnom kružnog cilindra. Jedna od njihovih specifičnih prednosti je što mogu da procesiraju fotone od jednog do drugog kraja cilindra i preko cele bočne strane cilindra. Pošto oni mogu biti i dimenzija 8cm x 8cm ovo rezultuje velikom korisnom površinom pa je verovatnoća za interakciju za dati uzorak dosta visoka. Rezolucija ne varira puno sa veličinom kristala pa je izbor veličine povezan sa očekivanom aktivnošću uzorka i cenom.

Još jedna specifična osobina je P/C odnos (peak to Compton ratio) i karakteriše sposobnost detektora da razlikuje nisko-energetske pikove u prisustvu visoko energetske zračenja. Komptonov plato je rezultat komptonovskih interakcija u detektoru u kojima nastali foton beži iz osetljive zapremine detektora. P/C odnos se onda dobija ako podelimo visinu pika na 1.33 MeV sa srednjom vrednošću ovog platoa između 1.040 MeV i 1.096 MeV. Treba napomenuti da se za datu relativnu efikasnost, više P/C vrednosti dobijaju sa višim vrednostima energijske rezolucije.

Polu-planarni

Ovi detektori se koriste u području od ispod 5 keV do nekoliko stotina keV. Energijska rezolucija ovih detektora je mnogo veća od koaksijalnih do nekoliko stotina keV iznad kojih energijska rezolucija opada i pikovi gube simetriju. Polu-planarni Ge detektori su cilindrični kristali čija je širina veća od njihove dužine i uglavnom samo jednom površinom detektuju fotone. Ova geometrija je korisna za većinu akceleratorских primena, merenja zračenja celog tela i svih detekcija fotona srednjih energija koji se emituju sa specifične lokacije.

Za razliku od koaksijalnih, kod polu-planarnih detektora razlike u njihovoj veličini mnogo utiču na energetsku rezoluciju što uglavnom znači da će potreba za određenom rezolucijom diktirati maksimalni obim i debljinu kristala. Kristalna debljina utiče na efikasnost ali uglavnom postoje izbori kristala određenog obima sa različitim debljinama.

Detektori X – zraka

Ovi kristali mogu biti od 10 mm^2 površine pa do 100 mm^2 . Dizajnirani su za energije od manje od 500 eV do više od 60 keV iako se najveći mogu koristiti i za preko 100 keV. Iako su ovi detektori mali, oni imaju najbolju energetska rezoluciju od svih detektora u čvrstom stanju, što se postiže velikim aktivnim područjem kombinovanim sa visokom gustinom germanijuma. Kod ovih detektora sastav materijala ulaznog prozora određuje donju granicu energija koje možemo posmatrati. Da bi postigli dobru energetska rezoluciju i na energijama od 277 eV, kao što je ugljenikova K_{α} linija, možemo raditi u režimu bez prozora. Ovi detektori se mogu koristiti u analizi materijala, analizi površina i kod X – teleskopa.

Primena germanijumskih detektora u γ – spektrometriji

Germanijumski detektori imaju jako dobru sposobnost da identifikuju i klasifikuju radionuklide koji emituju γ – zračenje. HPGe detektori kombinuju osetljivost (sposobnost velike zapremine detektora da detektuje slabi signal) i selektivnost (imaju uglavnom visoku energijsku rezoluciju za razlaganje signala) zbog čega se primenjuju u mnogim oblastima γ – spektrometrije. Primenjuju se kao prenosni detektori za proveravanje ilegalnog transporta nuklearnog materijala, za radiološko snimanje celog ljudskog tela, za detekciju i mapiranje nuklearnog materijala iz vazduha, kao spektrometri nuklearnog goriva u reaktorima kao i razne druge primene [5].

Kalibracija efikasnosti germanijumskih detektora

Da bi sa HPGe detektorom mogli odrediti aktivnosti nepoznatih izvora, neophodno ih je prethodno kalibrisati pomoću nekog standardnog referentnog materijala čiji je hemijski sastav i aktivnost konstituenata u momentu proizvodnje poznata. Ako zatim vršimo eksperiment sa istom geometrijom izvor-detektor i uzorkom koji je slično obrađen kao i referentni uzorak(na primer ako je referentni uzorak bio praškasti, kalibracija će važiti za nepoznati uzorak koji je takođe praškasti) moći ćemo odrediti aktivnost nepoznatog uzorka. Da bi kalibrisali efikasnost pomoću referentnog materijala neophodno je dobiti krivu zavisnosti efikasnosti od energije .

6 MATERIJAL I METOD RADA

6.1 Poluprovodnički HPGe detektor

U ovom eksperimentu je korišćen poluprovodnički HPGe detektor proizvođača Canberra model GC3518. Ovaj detektor je standardnog tipa : spoljašnji kontakt je n^+ - sloj debljine od 0.9 mm , dok je unutrašnji + kontakt tanak sloj Au. Specifikacija proizvođača ovog detektora sadrži sve relevantne dimenzije detektora neophodne za eksperimentalni rad, ali se u simulacijama često neke od datih dimenzija moraju menjati. Kućište detektora je od Al debljine 1.5 mm, a ista je debljina ulaznog prozora prema frontu detektora. Za hlađenje ovog detektora se koristi manji kontejner za tečni azot. Tako osa detektora može biti orijentisana ili horizontalno ili vertikalno.

Detektor je povezan na modul za digitalnu obradu signala (DSP) InSpector 2000 Model 1300 proizvođača Canberra, koji obezbeđuje i visoki napon potreban za rad detektora. DSP modul se napaja sa jednosmernim naponom iz ispravljača, a u toku rada održava u napunjenom stanju litijum jonsku bateriju, koja omogućava rad detektora i modula na terenu, ili u slučaju nestanka napajanja iz mreže. Preko USB porta DSP modul je povezan na Notebook PC Dell Latitude 610, sa operativnim sistemom XP. Upravljanje funkcijama DSP modula omogućeno je pomoću programa Canberra Genie 2000 v. 3.0 instaliranog na ovom kompjuteru, uključujući upravljanje visokim naponom, sakupljanje, on-line praćenje i analizu spektara u formatu Canberra *.CNF.

Kada je ovaj detektor u stacionarnoj primeni u laboratoriji, od zračenja okoline zaštićen je olovnom komorom oblika šupljeg cilindra unutrašnjeg prečnika 22 cm i debljine zida 14 cm koja se vidi na Slici 8. Osa detektora je tada vertikalna. Integralna brzina brojanja zračenja okoline u intervalu 30 keV do 3000 keV za detektor je 2.0 s^{-1} .



Slika 8. Germanijumski detektorski sistem korišćen u merenju

Najvažniji parametri detektora prikazani su u Tabeli 1.

Tabela 1. Najvažniji parametri korišćenog detektora

Proizvođač, godina proizvodnje	Canberra, 2005
Model, serijski broj	GC3518, 05110
Pretpojačavač, kriostat	2002CSL, 7935SL-7
Geometrija	koaksijalni sa zatvorenim krajem
Orijentacija ose detektora	proizvoljna, u Pb zaštiti vertikalna
Radna temperatura [K]	77
Radni napon [kV]	4.5
Spoljašnji kontakt	0.9 mm Ge(Li)
Unutrašnji kontakt	0.3 μm Au
Ulazni prozor	1.5 mm Al
Prečnik kristala [mm]	61
Visina kristala [mm]	52
Aktivna zapremina kristala detektora [cm^3]	138.5
Poluprečnik jezgra [mm]	9
Visina jezgra [mm]	34
Debljina kućišta	1.5 mm Al
Relativna efikasnost nominalna, sertifikovana	35%, 35.6%
Rezolucija na 1332 keV HWHM, HWTM [keV]	1.77, 3.29
Odnos P/T	63.2

6.2 Izvor zračenja – Standardni referentni materijal

Za merenje je korišćen standardni referentni materijal SRM4350B čije smo osnovne podatke uzeli iz [6]. Ovaj materijal se u izvornom obliku sastoji iz 85 g liofiliziranog i pulverizovanog rečnog sedimenta koji se nalazi u polietilenskoj bočici. Zemljište je pulverizovano u stilu „palačinke“, tako da je prosečni prečnik čestica dobijenog praha $8\mu\text{m}$. Više od 99% čestica, po masi, imaju prečnik manji od $20\mu\text{m}$. Materijal je testiran do minimalne veličine uzorka od 5 g za koju važi da je uzorak homogen. Ovaj materijal potiče od 9. septembra 1981.godine, pa je starost korišćenog referentnog materijala u momentu merenja oko 10 339 dana ili 893289 600 s.

Za potrebe našeg eksperimenta korišćeno je 100.3g i 101.1g standardnog referentnog materijala, koji su bili smešteni u dve plastične posude poluprečnika $r = 3.47\text{ cm}$ i visine $h = 2.84\text{ cm}$ pokrivene poklopcima od istog materijala debljine $d = 1.3\text{ mm}$. Maseni sastav materijala posude je C 85.7%, H 14.3% što daje empirijsku formulu CH_2 . Maseni sastav standardnog referentnog materijala je Si 35.0576%, O 50.0093%, Al 7.9388%, Fe 6.9943% što daje približnu empirijsku formulu $\text{Si}_{10}\text{O}_{25}\text{Al}_2\text{Fe}$. Radionuklidi koji bi trebalo da se pojavljuju u uzorku su dati u Tabeli 2.

Tabela 2. Radionuklidi u standardnom referentnom materijalu

Radionuklid	Koncentracija aktivnosti a [Bq/g]	Vreme poluživota $T_{1/2}$ [godina]
^{60}Co	4.64×10^{-3}	5.28
^{137}Cs	2.90×10^{-2}	30.7
^{152}Eu	3.05×10^{-2}	13.54
^{154}Eu	3.78×10^{-3}	8.48
^{226}Ra	3.58×10^{-2}	1600
^{238}Pu	1.3×10^{-5}	87.7
$^{239}\text{Pu} + ^{240}\text{Pu}$	5.08×10^{-4}	24110/6564
^{241}Am	1.5×10^{-4}	432.2
^{40}K	5.6×10^{-1}	1.277×10^9
^{55}Fe	1.7×10^{-2}	2.73
^{90}Sr	5.3×10^{-3}	28.79
^{228}Th	3.35×10^{-2}	1.9116
^{230}Th	2.95×10^{-2}	75380
^{232}Th	3.3×10^{-2}	1.405×10^{10}
^{234}U	3.32×10^{-2}	245500
^{235}U	1.7×10^{-3}	703800000
^{238}U	3.08×10^{-2}	4.468×10^9

Za merenje spektara korišćen je program Canberra Genie2000, a za obradu spektara je korišćen Aptec. Nisu nađeni pikovi koji odgovaraju ^{60}Co , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{55}Fe , ^{90}Sr i ^{234}U . Od ovih radionuklida sasvim je logičan nedostatak ^{60}Co i ^{55}Fe zbog malog vremena poluživota zbog koga očekujemo da su se oni do sada skoro u potpunosti raspali. Za preostale nedetektovane izvore pretpostavljamo da im je koncentracija toliko mala da njihovo zračenje nije moglo da nadmaši vrednost fona.

7 REZULTATI MERENJA I RAČUNANJE EFIKASNOSTI DETEKCIJE

Prilikom merenja uzorci su bili smešteni u plastične posude i postavljeni direktno na prozor detektora. Snimanje spektara je rađeno u toku tri dana od 28.12.2009 do 30.12.2009 sa ukupnim true vremenom (vreme koje je objektivno proteklo u toku snimanja) od 196639.65 s i ukupnim live vremenom (vreme tokom kojeg je detektor bio osetljiv za zračenje) 196434.4 s. Nakon energetske kalibracije dobijenog spektra očitane su vrednosti odbroja u sekundi R za 15 odabranih pikova u Aptec-u i oduzete su adekvatne vrednosti iz fonskog spektra. Vrednosti p_γ kvantnog prinosa fotona odabrane energije su očitane iz liste gama linija za date energije. Početna aktivnost A_0 je dobijena množenjem ukupne mase SRM-a $m = 210.4$ g sa pojedinačnim koncentracijama aktivnosti a . Zatim je dobijena krajnja aktivnost A po formuli

$$A = A_0 2^{-\frac{\tau}{T_{1/2}}} \quad (35)$$

gde je $T_{1/2}$ vreme poluživota, A_0 početna aktivnost i $\tau = 10339$ dana = 893289600 s vreme proteklo od referentnog datuma za SRM do početka snimanja spektara.

Konačno efikasnost detekcije ε je dobijena preko formule

$$\varepsilon = \frac{R}{Ap_\gamma} \quad (36)$$

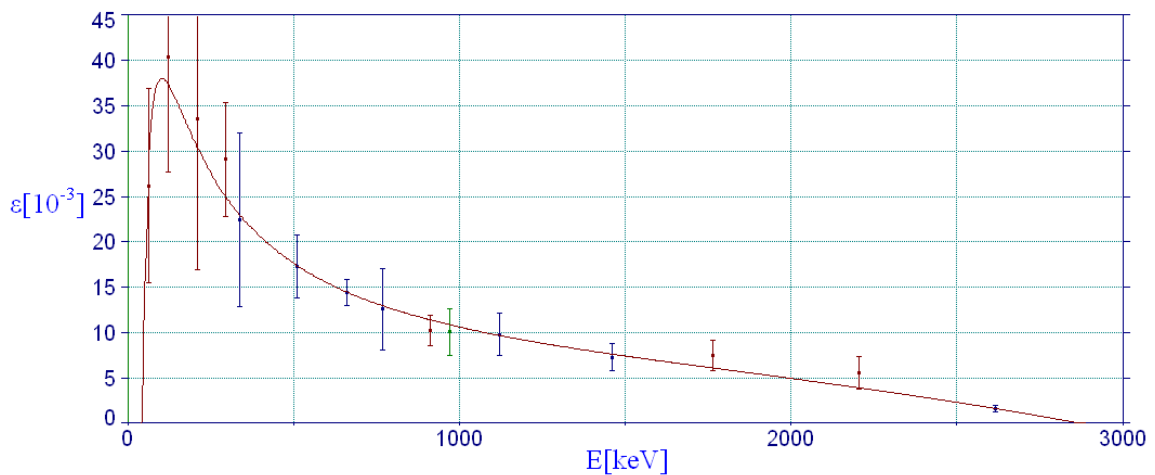
Rezultati merenja i računanje efikasnosti detekcije

Tabela 3. prikazuje dobijene vrednosti za efikasnost. Rezultati su na nivou poverenja od 95% (tj. merne nesigurnosti su računane kao 2σ , dve standardne devijacije).

Tabela 3. Računanje efikasnosti detekcije za određene energije

E[keV]	R[cps]	$p_\gamma[10^{-3}]$	a[Bq/g]	A_0 [Bq]	$A = A_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}}$	$\varepsilon = \frac{R}{Ap_\gamma} [10^{-3}]$
63.0631	0.00617(74)	38(5)	0.0308(31)	6.203(620)	6.203(620)	26.18(535)
121.823	0.01664(146)	285.9(286)	0.0305(12)	6.143(246)	1.442(119)	40.36(632)
209.196	0.00916(113)	41(8)	0.033(3)	6.646(604)	6.646(603)	33.62(834)
295.091	0.03466(125)	192(4)	0.0308(31)	6.203(620)	6.203(620)	29.10(315)
338.238	0.01851(103)	124(23)	0.033(3)	6.646(604)	6.646(603)	22.46(480)
510.679	0.00892(36)	77.6(3)	0.033(3)	6.646(604)	6.646(603)	17.30(172)
661.612	0.03801(106)	852.1(5)	0.029(1)	5.841(239)	3.08241(126)	14.47(72)
768.379	0.00381(55)	48.8(10)	0.0308(31)	6.203(620)	6.203(620)	12.57(224)
911.248	0.01979(73)	290(30)	0.033(3)	6.646(604)	6.646(603)	10.27(83)
969.848	0.01164(61)	174(17)	0.033(3)	6.646(604)	6.646(603)	10.07(128)
1120.17	0.00909(55)	150(3)	0.0308(31)	6.203(620)	6.203(620)	9.77(116)
1460.83	0.0878(126)	106.7(5)	0.56(6)	112.8(113)	112.8(113)	7.30(74)
1764.42	0.00739(38)	159(3)	0.0308(31)	6.203(620)	6.203(620)	7.49(86)
2204.17	0.00171(21)	49.9(10)	0.0308(31)	6.203(620)	6.203(620)	5.52(90)
2615.3	0.0106(40)	997.9(5)	0.033(3)	6.646(604)	6.646(603)	1.60(16)

Nacrtan je grafik $\varepsilon = \varepsilon(E)$ i odabrana je kriva koja je po našoj proceni najviše odgovarala od svih krivih ponuđenih u programu Table curve 2D. Cilj je bio dobiti što je moguće jednostavniji oblik funkcionalne zavisnosti uz istovremeno dobro poklapanje krive sa eksperimentalnim vrednostima.



Slika 9 Kriva efikasnosti dobijena eksperimentalno

Rezultati merenja i računanje efikasnosti detekcije

Jednačina za krivu na Slici 9 je oblika $y = a+bx^3+c/x+d/x^{1.5}$, a konstante koje u njoj figurišu su $a = 1.9940892$, $b = -2.2872685 \cdot 10^{-10}$, $c = 11276.66$ i $d = -76801.391$. Kriva pokazuje dobru raspodelu sa očekivanim pikom na početku ali sa većim greškama kod početnih nekoliko vrednosti koje su verovatno nastale zbog niskih energija. U Tabeli 4. upoređene su eksperimentalne vrednosti sa fitovanim vrednostima.

Tabela 4. Poređenje eksperimentalne i fitovane efikasnosti

E[keV]	eksperimentalna efikasnost	fitovana efikasnost	$\frac{\epsilon_{exp}}{\epsilon_{fit}}$
	$\epsilon_{exp}[10^{-3}]$	$\epsilon_{fit}[10^{-3}]$	
63.0631	26.18	27.48215	0.95262
121.823	40.36	37.251402	1.08345
209.196	33.62	30.408336	1.10562
295.091	29.1	25.022492	1.16295
338.238	22.46	22.978962	0.97742
510.679	17.3	17.471092	0.99021
661.612	14.47	14.580518	0.99242
768.379	12.57	13.101223	0.95945
911.248	10.27	11.562595	0.88821
969.848	10.07	11.033655	0.91266
1120.17	9.77	9.8634719	0.99052
1460.83	7.3	7.7971751	0.93624
1764.42	7.49	6.2445447	1.19945
2204.17	5.52	4.0079032	1.37728
2615.3	1.6	1.6323767	0.98017

Primećujemo da odnos $\epsilon_{exp} / \epsilon_{fit}$ fluktuiru oko jedinice bez prevelikih ili sistematičnih odstupanja što i očekujemo od standardnog fita.

U drugom delu rada ćemo eksperimentalno dobijenu raspodelu tačaka uporediti sa raspodelom dobijenom simulacijom u programskom paketu Geant4.

8 MONTE KARLO SIMULACIJA EFIKASNOSTI DETEKCIJE HPGe DETEKTORA

Monte Karlo simulacije

Metod Monte Karlo je numerički metod rešavanja složenih matematičkih, fizičkih, statističkih i drugih problema pomoću slučajnog izbora uzoraka. Osnovna ideja metoda Monte Karlo je konstruisanje stohastičkog modela koji preslikava stvarni problem, ili direktna simulacija problema. U oba slučaja se uvodi element slučajnosti tako što se izvede veliki broj računskih „eksperimenata” i na kraju se izvrši njihova statistička analiza na uobičajeni način. Za izvođenje svojih proračuna metod Monte Karlo koristi slučajne brojeve koje inače možemo podeliti na prave slučajne brojeve (izvlačenje ceduljica iz šešira) i pseudoslučajne brojeve (brojevi dobijeni iz kompjuterskih programa za generisanje nizova slučajnih brojeva). Metod Monte Karlo koristi pseudoslučajne brojeve koje dobija iz generatora slučajnih brojeva koji se u konkretnom jeziku koriste preko odgovarajuće ugrađene funkcije čijim pozivom se proizvodi slučajni broj. Prednost metoda je da i vrlo teški problemi mogu prilično da se pojednostave, a mana je slabija tačnost, tj. potreban je vrlo veliki broj eksperimenata da bi se dostigla razumna tačnost.

Teorijske osnove metoda Monte Karlo poznate su već odavno, ali se obično uzima da je metod ustanovljen 1949. godine, kada su Metropolis i Ulam objavili rad o njemu u časopisu Američkog statističkog udruženja. Ime je dobio po prestonici kneževine Monako, u kojoj se nalazi niz poznatih kasina koji nude zabavu kockanja na ruletu. Rulet je jedan od najjednostavnijih mehaničkih uređaja za generisanje slučajnih brojeva. Do danas su nastale mnoge Monte Karlo metode i programi koji ih koriste, a mi smo u ovom radu koristili programski paket Geant4.

Geant4

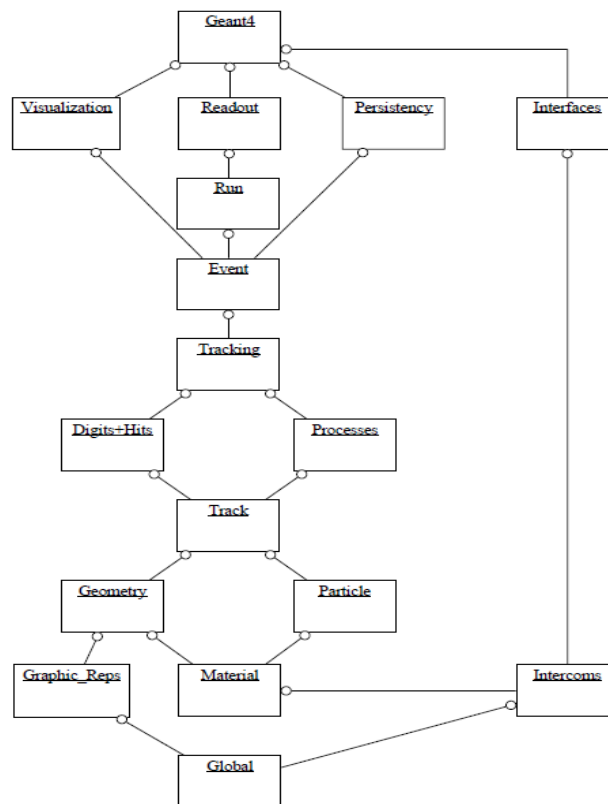
Da bi smo dobili teorijske vrednosti koje ćemo uporediti sa našim eksperimentalnim vrednostima koristili smo program Geant4 [7] . Geant4 je program koji je razvijen u CERN-u i koristi se za Monte Karlo simulacije u nuklearnoj i čestičnoj fizici, medicinskoj fizici, astrofizici itd. On sadrži sve aspekte procesa simulacije: geometriju sistema, materijale koji se koriste, fundamentalne čestice koje nas interesuju, generisanje primarnih čestica nekog događaja, praćenje čestica kroz materijale i spoljašnja magnetna polja, fizičke procese koji opisuju interakciju čestica, odgovor osetljivih komponenata detektora, generisanje podataka o događaju, skladištenje događaja i putanja, vizualizaciju detektora i trajektorija čestica i čuvanje rezultata simulacije za dalju analizu na različitim nivoima detaljnosti. Napravljen je korišćenjem softverskog inženjeringa i objektno-orijentisane tehnologije i implementiran je u C++ programskom jeziku.

Monte Karlo simulacija efikasnosti detekcije HPGe detektora

Centralni deo ovog softverskog sistema je obilni komplet fizičkih modela koji opisuju interakciju zračenja sa materijom preko velikog energetskog opsega. Problem kod ranijih sistema za simulaciju je bila teškoća dodavanja novih fizičkih modela zbog veličine i kompleksnosti. U Geantu su osmišljeni opšti organizacioni principi koji važe za sve modele pa dodavanje novih modela ne predstavlja problem i ne zahteva nikakvu promenu osnovnog koda.

Geant4 sadrži 17 glavnih kategorija koje su prikazane na Slici 10. Kategorije na dnu dijagrama predstavljaju osnovu paketa i njih koriste skoro sve više kategorije. Među njih spadaju Globalna (Global) koja pokriva sistem jedinica, konstante, numeriku i rad sa slučajnim brojevima; Materijali (Materials); Čestice (Particles); Grafički prikazi (Graphical representations); Geometrija (Geometry) koja sadrži opis detektora i navigaciju u geometrijskom modelu i kategorija Intercoms koja omogućava interakciju sa Geant4 preko korisničkog interfejsa i omogućava komunikaciju između modula koji ne bi trebalo da zavise međusobno.

Iznad njih kategorija Događaj (Event) organizuje događaje u smislu njihovih putanja i Pokretanje (Run) sakuplja događaje koji dele zajednički snop i definiše detektorsku implementaciju. Isčitavanje (Readout) kategorija omogućava rukovanje sa „nagomilavanjem” (pile-up). Konačno mogućnosti korišćenja navedenih kategorija spajanjem sa postrojenjima van programskog paketa (preko apstraktnih interfejsova) se nalaze u Vizualizacija (Visualisation), Istrajnost (Persistency) i (korisnički) Interface kategorijama.



Slika 10 Prikaz glavnih kategorija u Geant4 programskom paketu. Krugovi predstavljaju odnos korišćenja; kategorija sa krugom koristi pridruženu kategoriju

Geant4 omogućava vršenje raznih simulacija od jednostavnijih koji pokazuju prolazak fiktivne čestice Geantino kroz jednostavnu geometriju, do naprednijih koji pokazuju simulaciju rada teleskopa X – zraka i medicinskih linearnih akceleratora. Vrlo korisna mogućnost je korišćenje već gotovih simulacija kao osnove koja se može dalje prepraviti da bi se dobila simulacija koja nama treba. Svaka aplikacija napravljena u Geantu ima svoj osnovi oblik i fajlove u kojima moramo definisati sve relevantne faktore simulacije. Navešćemo tri najbitnija faktora koja smo definisali prilikom naše simulacije a to su fizički procesi, konstrukcija detektora i generisanje primarnih događaja.

8.1 Opis simulacije HPGe detektora

Lista fizičkih procesa

U Geantu je neophodno definisati sve čestice i procese koje očekujemo da će učestvovati u konkretnom eksperimentu. Mi smo koristili gama zrake za koje smo uveli programski već zadate definicije nisko-energetskog Rayleigh rasejanja, fotoelektričnog efekta, Komptonovog rasejanja i nisko-energetske gama konverzije. Uveli smo i elektrone i pozitrone za koje smo koristili zadate definicije višestrukog rasejanja, jonizacije, zakočnog zračenja i anihilaciju pozitrona i elektrona. Radi ilustracije navešćemo neke od formula koje Geant koristi za konkretne procese dok se kompletna dokumentacija vezana za fizičke procese u Geantu nalazi na [8].

Kod **nisko-energetske gama konverzije** Geant računa energije sekundarnih e^\pm koristeći Bethe-Heitler diferencijalni efikasni presek sa Kulonovom korekcijom koji za foton energije E koji proizvodi par čija jedna čestica ima energiju εE ima oblik

$$\frac{d\sigma(Z, E, \varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{r_e^2 \alpha Z(Z + \xi(Z))}{E^2} \left[(\varepsilon^2 + (1 - \varepsilon)^2) \left(\Phi_1(\delta) - \frac{F(Z)}{2} \right) + \frac{2}{3} \varepsilon(1 - \varepsilon) \left(\Phi_2(\delta) - \frac{F(Z)}{2} \right) \right] \quad (37)$$

gde je Z atomski broj, ε frakcija ukupne energije fotona koju nosi jedna čestica iz para, α konstanta fine strukture, $F(Z)$ Kulonova korekcija, $\xi(Z)$ doprinos elektronskog oblaka i $\Phi_i(\delta)$ funkcije ekraniranja koje zavise od δ koji daje vrednost ekraniranja.

Za efikasni presek **Rayleigh rasejanja** Geant koristi aproksimativnu formulu

$$\sigma(E) = \pi r_e^2 \int_{-1}^1 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} [F(q, Z)]^2 d \cos \theta \quad (38)$$

gde je $F(q, Z)$ atomski form faktor, a q je količina prenesenog impulsa na primer :

$$q = 2 \frac{E}{c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (39)$$

Za simuliranje **Komptonovog rasejanja** fotona na atomskom elektronu koristi se empirijska formula za efikasni presek koja može da reprodukuje rezultate do 10 keV

$$\sigma(Z, E_\gamma) = \left[P_1(Z) \frac{\log(1+2X)}{X} + \frac{P_2(Z) + P_3(Z)X + P_4(Z)X^2}{1+aX + bX^2 + cX^3} \right] \quad (40)$$

gde je E_γ energija fotona, $X = E_\gamma/mc^2$, m masa elektrona i $P_i(Z) = Z(d_i+e_iZ+f_iZ^2)$.

Za **foto-električni efekt** Geant koristi parametrizaciju koju je preporučio Biggs

$$\sigma(Z, E_\gamma) = \frac{a(Z, E_\gamma)}{E_\gamma} + \frac{b(Z, E_\gamma)}{E_\gamma^2} + \frac{c(Z, E_\gamma)}{E_\gamma^3} + \frac{d(Z, E_\gamma)}{E_\gamma^4} \quad (41)$$

Korišćenjem metoda najmanjih kvadrata odrađeni su posebni fitovi za a, b, c, d koeficijente sa eksperimentalnim podacima u nekoliko energetske intervale. Granice ovih intervala su odgovarale ivicama fotoapsorpcije.

Za efikasni presek **elektronskog zakočnog zračenja** Geant koristi parametrizaciju dobijenu koristeći

$$\sigma(Z, T, k_c) = Z(Z + \xi_\sigma)(1 - c_{sigh}Z^{1/4}) \left[\frac{T}{K_c} \right]^\alpha \frac{f_s}{N_{Avo}} \left(\frac{T_{lim}}{T} \right)^{cl} \left(1 + \frac{a_l}{\sqrt{ZT}} \right) \quad (42)$$

gde je f_s polinom u $x = \lg(T)$ sa koeficijentima koji zavise od Z za $x < x_l$, $f_s = 1$ za $x \geq x_l$, ξ_σ , c_{sigh} , α , c_l, a_l su konstante, k_c je cut-off energija ispod koje se nisko-energetski fotoni tretiraju kao kontinualni gubitak energije, $T_{lim} = 10$ MeV, a N_{Avo} je Avogadrov broj.

Za **višestruko rasejanje** Geant simulira rasejanje za dati korak i proračunava korekciju na dužinu puta i bočno pomeranje. Osobine celog procesa definišu transportni srednji slobodni putevi λ_k koji su funkcija energije za dati materijal. K-ti slobodni put se definiše kao

$$\frac{1}{\lambda_k} = 2\pi n_a \int_{-1}^1 [1 - P_k(\cos \chi)] \frac{d\sigma(\chi)}{d\Omega} d(\cos \chi) \quad (43)$$

gde je $d\sigma(\chi)/d\Omega$ diferencijalni efikasni presek rasejanja, $P_k(\cos \chi)$ je k-ti Ležandrov polinom i n_a je broj atoma u jedinici zapremine.

Za **elektronsku jonizaciju** Geant simulira gubitak energije pomoću produkcije delta zraka (elektrona koji poseduju dovoljno energije za vršenje jonizacije), preko Möller rasejanja (e^-e^-) ili Bhabha rasejanja (e^+e^-). U Geantu je T_{cut} (cut-off energija) uvek 1 keV ili veća, pa za delta zrake energija mnogo većih od ekscitacione energije materijala ($T \gg I$) formula za ukupni efikasni presek po atomu za Möller rasejanje postaje

$$\sigma(Z, E, T_{cut}) = \frac{2\pi r_e^2 Z}{\beta^2(\gamma-1)} \left[\frac{(\gamma-1)^2}{\gamma^2} \left(\frac{1}{2} - x \right) + \frac{1}{x} - \frac{1}{1-x} - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \ln \frac{1-x}{x} \right] \quad (44)$$

dok je za Bhabha rasejanje

$$\sigma(Z, E, T_{cut}) = \frac{2\pi r_e^2 Z}{(\gamma-1)} \left[\frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + B_1 \ln x + B_2(1-x) - \frac{B_3}{2}(1-x^2) + \frac{B_4}{3}(1-x^3) \right] \quad (45)$$

gde je

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{E}{mc^2} & B_1 &= 2 - y^2 \\ \beta^2 &= 1 - \left(\frac{1}{\gamma^2} \right) & B_2 &= (1-2y)(3+y^2) \\ x &= \frac{T_{cut}}{(E-mc^2)} & B_3 &= (1-2y)^2 + (1-2y)^3 \\ y &= \frac{1}{(\gamma+1)} & B_4 &= (1-2y)^3 \end{aligned} \quad (46)$$

Za **anihilaciju pozitrona i elektrona** efikasni presek je opisan formulom Heitlera

$$\sigma(Z, E) = \frac{Z\pi r_e^2}{\gamma+1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln \left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1} \right) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right] \quad (47)$$

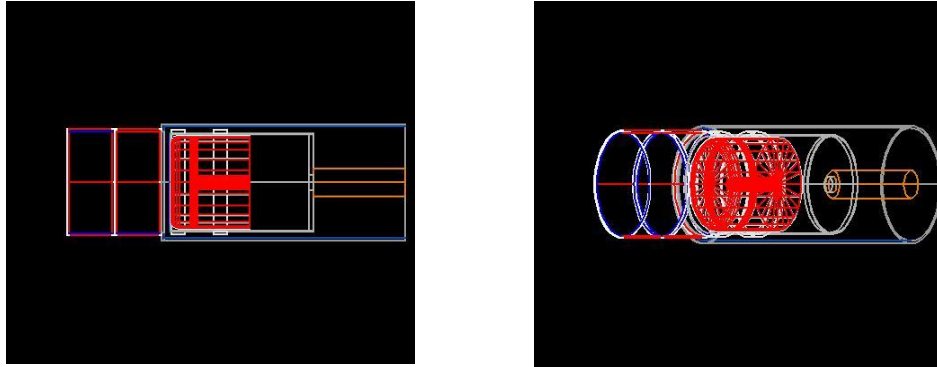
gde je E – totalna energija upadnog pozitrona, $\gamma = E/mc^2$ i r_e klasični radijus elektrona.

Konstrukcija detektora

Pri konstrukciji detektora potrebno je definisati dimenzije i geometriju detektora i izvora kao i njihovu međusobnu geometriju. Neophodno je bilo definisati istu geometriju kao i prilikom izvođenja eksperimenta da bismo dobili koristan rezultat. Dimenzije detektora daje proizvođač ali je neophodno malo ih prepraviti pošto one ne moraju biti tačne. U [9] su, prilikom upoređivanja sa eksperimentom, prepravljani pojedini parametri detektora (veličina kristala, debljina prozora i neaktivnog sloja itd.) i mi smo tako dobijene parametre u ovom radu iskoristili. Zatim smo definisali geometriju posuda koje su sadržale standardni referentni materijal i kao takve smo ih smestili na izvor u istom položaju kao i u eksperimentu što je prikazano na Slici 11.

Monte Karlo simulacija efikasnosti detekcije HPGe detektora

Takođe se moraju definisati elementi koji sačinjavaju naš standardni referentni materijal (Si,O,Al,Fe) kao i njihovi maseni odnosi koje smo već naveli kada smo pričali o standardnom referentnom materijalu 4350B.

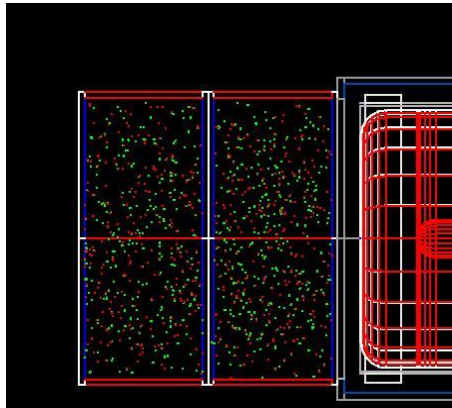


Slika 11. Izgled detektora sa izvorom u Geant-u

U ovom delu smo definisali i dimenzije i geometriju aktivne zapremine detektora u kojoj se vrši detekcija zračenja. Zatim program meri količinu deponovane energije unutar te aktivne zapremine pomoću koje definišemo našu efikasnost kao odnos deponovane energije i broja detektovanih događaja.

Generisanje primarnih događaja

Poslednji bitan deo simulacije jeste definisanje prostora u kome se čestice izotropno i homogeno generišu. U ovom koraku je neophodno definisati jednačine na osnovu kojih će program uniformno generisati čestice unutar zapremine izvora da bismo dobili što bolje poklapanje sa eksperimentom.



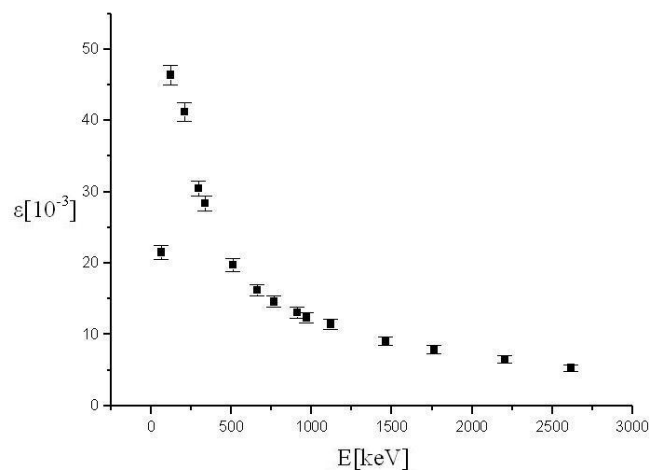
Slika 12. Prikaz generisanja čestica unutar oblasti standardnog referentnog materijala

8.2 Rezultati simulacije HPGe detekora

Nakon pravljenja same aplikacije, pokrećemo je unošenjem imena aplikacije u komandnoj liniji. Zatim unutar aplikacije pozivamo adekvatno napisanu listu naredbi pomoću kojih će aplikacija generisati čestice određenih energija u određenom mestu prostora i konačno izbaciti rezultat u vidu efikasnosti detekcije za date energije. Energije koje smo zadali našim fiktivnim česticama su , naravno, iste energije čije smo efikasnosti određivali u eksperimentu. Za svaku energiju je generisano po 10^6 čestica radi bolje statistike rezultata. Tabela 5. prikazuje dobijene efikasnosti u Geantu, a grafik prikazan na Slici 13 predstavlja dobijenu raspodelu tačaka. Rezultati su na nivou poverenja od 68.3% (tj. merne nesigurnosti su računate kao 1σ , jedna standardna devijacija).

Tabela 5. Efikasnost dobijena pomoću Geant4 programa

E [keV]	$\epsilon [10^{-3}]$
63.0631	21.50(93)
121.823	46.39(136)
209.196	41.22(128)
295.091	30.47(110)
338.238	28.36(107)
510.679	19.76(89)
661.612	16.18(80)
768.379	14.59(76)
911.248	13.06(72)
969.848	12.37(70)
1120.17	11.41(68)
1460.83	9.03(60)
1764.42	7.9(56)
2204.17	6.54(51)
2615.3	5.3(46)



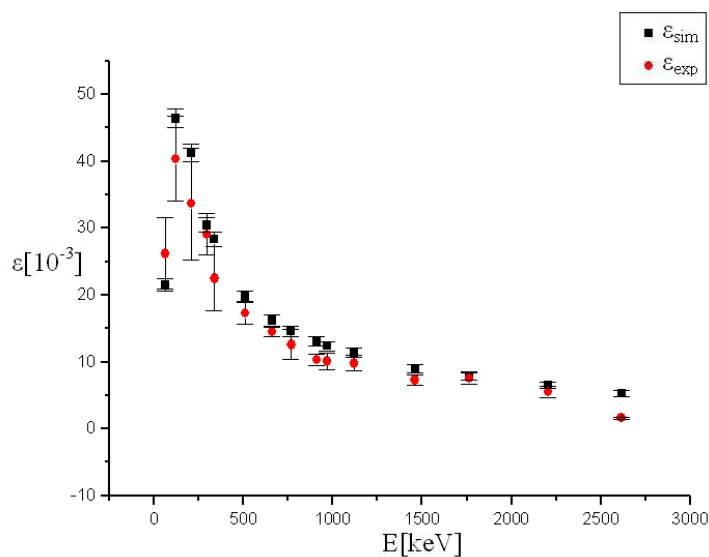
Slika 13. Raspodela tačaka dobijena pomoću Geant4 programa

9 POREĐENJE REZULTATA EKSPERIMENTA I SIMULACIJE

U Tabeli 4 dato je poređenje dobijenih vrednosti za efikasnost u eksperimentu i vrednosti iz Geant simulacije. A to je i grafički predstavljeno na Slici 14.

Tabela 6. Poređenje eksperimentalne i simulirane efikasnosti

E[keV]	eksperimentalna efikasnost $\epsilon_{exp}[10^{-3}]$	simulirana efikasnost $\epsilon_{sim} [10^{-3}]$	$\frac{\epsilon_{exp}}{\epsilon_{sim}}$
63.0631	26.18(535)	21.50(93)	1.22(25)
121.823	40.36(632)	46.39(136)	0.87(14)
209.196	33.62(834)	41.22(128)	0.82(20)
295.091	29.10(315)	30.47(110)	0.96(11)
338.238	22.46(480)	28.36(107)	0.79(17)
510.679	17.30(172)	19.76(89)	0.88(10)
661.612	14.47(72)	16.18(80)	0.89(6)
768.379	12.57(224)	14.59(76)	0.86(16)
911.248	10.27(83)	13.06(72)	0.79(8)
969.848	10.07(128)	12.37(70)	0.81(11)
1120.17	9.77(116)	11.41(68)	0.86(11)
1460.83	7.30(74)	9.03(60)	0.81(10)
1764.42	7.49(86)	7.9(56)	0.95(13)
2204.17	5.52(90)	6.54(51)	0.84(15)
2615.3	1.60(16)	5.3(46)	0.30(4)

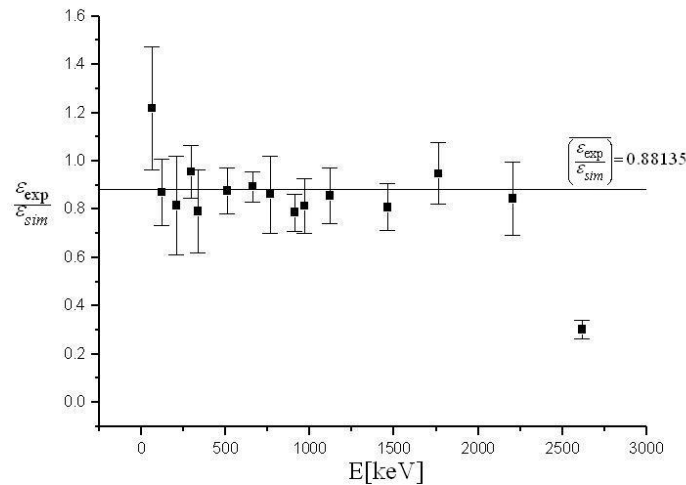


Slika 14. Grafičko poređenje rezultata eksperimenta i simulacije

Poređenje rezultata eksperimenta i simulacije

Primećujemo sa grafika (Slika 14) da se vrednosti eksperimentalne i simulirane efikasnosti najbolje slažu oko srednjih energija 500 – 2000 keV. Malo veće neslaganje imamo kod 63.0631, 121.823, 209.196 i 338.238 keV ali ako uračunamo i merne nesigurnosti vidimo da su i simulirane vrednosti pokrivena.

Takođe primećujemo da su eksperimentalne vrednosti sistematično niže od simuliranih vrednosti za efikasnost što je verovatno posledica i dalje prisutnih neslaganja između tačnih vrednosti dimenzija detektora i/ili izvora sa vrednostima koje smo koristili u Geantu. Razmotrićemo još i grafik samog odnosa $\varepsilon_{exp}/\varepsilon_{sim}$ za odgovarajuće energije.



Slika 15. Grafik raspodele vrednosti odnosa $\varepsilon_{exp}/\varepsilon_{sim}$

Na grafiku je ucrtana raspodela tačaka sa greškama i ucrtana je srednja vrednost

$$\overline{\left(\frac{\varepsilon_{exp}}{\varepsilon_{sim}}\right)} = 0.88135$$

da bi smo ilustrovali konzistentnost rezultata. Srednja vrednost je računata bez odnosa $\varepsilon_{exp}/\varepsilon_{sim}$ za energiju od 2615.3 keV a kada bi i nju uzeli u obzir srednja vrednost bi bila 0.84272. Navedenu vrednost nismo uzeli u obzir zato što sa ovog grafika vidimo da se za nju vrednosti simulirane i eksperimentalne efikasnosti najmanje poklapaju. Ovo pripisujemo velikom uticaju fona na merenje za datu energiju zbog čega pretpostavljamo da je simulirana vrednost dosta veća. Osim toga možemo primetiti i da odnos $\varepsilon_{exp}/\varepsilon_{sim}$ za energiju od 63.0631 keV odstupa od srednje vrednosti, uz napomenu da je greška za tu vrednost veća od svih grešaka za ostale vrednosti. Na osnovu grafika vidimo da ostale vrednosti samo malo fluktuiraju oko srednje vrednosti. Sama vrednost od 0.88135 tačno pokazuje kako su u proseku eksperimentalne vrednosti sistematično niže od simuliranih, što smo već i naveli.

10 ZAKLJUČAK

U ovom radu smo prvo preko eksperimentalno snimljenih spektara dobili vrednosti za efikasnosti korišćenog detektora u energetskom intervalu od 60 - 2600 keV. Izvršena je kalibracija efikasnosti na osnovu eksperimentalnih rezultata upotrebom standardnog referentnog materijala kao izvora. Zatim smo uradili simulaciju pri kojoj je očuvana geometrija eksperimentalne postavke sa ciljem dobijanja teorijskih rezultata koji su uporedivi sa eksperimentalnim.

Iako se simulirane efikasnosti slabije poklapaju sa eksperimentalnim u odnosu na poklapanje fitovanih i eksperimentalnih vrednosti, primećujemo da je sam odnos simuliranih i eksperimentalnih vrednosti konzistentan . Osim toga, očigledno je da su simulirane vrednosti sistematski veće od eksperimentalnih, slično je zapaženo i u [10]. Mogući razlog za ovakvu situaciju je nekompletno slaganje geometrije eksperimenta i simulacije zbog netačnih podataka o dimenzijama Ge kristala, debljini prozora i neaktivnog sloja. U [11] autori su zaključili da je razlog u neslaganju realne i simulirane efikasnosti veća debljina neaktivnog sloja nego što je navedena od strane proizvođača. Podaci prezentovani u [12] ukazuju na to da se neaktivni sloj može povećavati sa vremenom. Da bi dobili što tačnije podatke o geometriji detektora bilo bi neophodno snimiti sam detektor pomoću X – zraka da bi što tačnije ustanovili njegove dimenzije kao u radu [11]. Napominjemo da je i hemijski sastav uzorka neophodno dobro poznavati radi dobre saglasnosti sa eksperimentom. Mi smo koristili standardni referentni materijal 4350B sa čijim hemijskim karakteristikama smo već dobro upoznati, ali ako bi smo pravili simulaciju sa nekim drugim materijalom morali bi smo prvo vrlo temeljno ispitati njegov hemijski sastav.

Vidimo da je za viši stepen slaganja rezultata sa simulacijom neophodno vrlo dobro poznavanje tačnih karakteristika detektora i uzorka što može da rezultira u slaganjima reda 1% kao u [13]. Iako možda nikada nećemo verovati rezultatima simulacije više nego eksperimentu, očigledne su mnoge prednosti koje simulacije imaju. Moguće je simulirati zračenje koje se generiše unutar samog detektora i ispitati njegovo ponašanje što bi inače bilo nemoguće izvesti. Sa simulacijom možemo da vidimo rezultate eksperimenta koji bi sadržao geometriju uzorka za koju ne postoje standardni referentni materijali. Kalibraciju za različite konfiguracije uzorka bi morali svaki put eksperimentalno vršiti, ali sa programom koji daje dobre rezultate možemo jednostavno ubaciti nove vrednosti konfiguracije u simulaciju i dobiti prihvatljivu kalibraciju kao što je navedeno u [14]. Osim toga Monte Karlo simulacije su vrlo koristan alat za interpoliranje i ekstrapoliranje eksperimentalnih podataka za efikasnost u slučajevima kada bi efikasnost eksperimentalno bilo teško ili nemoguće odrediti [15] .

LITERATURA

- [1] Leo, W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York (1994).
- [2] International Atomic Energy Agency, "Guidelines for Radioelement Mapping using Gamma Ray Spectrometry Data," Technical Report No. IAEA-TECDOC-1363, International Atomic Energy Agency, 2003
- [3] A.E.M. Khater, Y.Y. Ebaid, *A simplified gamma-ray self-attenuation correction in bulk samples*, Appl. Rad. Isot., 66, 407–413, 2008
- [4] <http://www.pgt.com/nuclear/choosing.html>
- [5] Advanced Measurement Technology (AMETEK), *Ortec Catalog*, Oak Ridge, TN 37831-0895 U.S.A.
- [6] *Standard Reference Material 4350B*, National Bureau of Standards Certificate 1981
- [7] Geant4 Collaboration, *Geant4 - a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250–303
- [8] <http://geant4.cern.ch/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/PhysicsReferenceManual.html>
- [9] N. Jovančević, M. Papuga, *Efficiency Simulation of HPGe Detectors in Gamma Spectroscopy*, Novi Sad, 2008
- [10] J.-M. Laborie, G. Le Petit, D. Abt, M. Girard, *Monte Carlo calculation of the efficiency calibration curve and coincidence-summing corrections in low-level gamma-ray spectrometry using well-type HPGe detectors*, France 1999
- [11] Jonas Boson, Göran Agren, Lennart Johansson, *A detailed investigation of HPGe detector response for improved Monte Carlo efficiency calculations*, Sweden 2008
- [12] N.Q. Huy, D.Q. Bihn, V.X. An, *Study on the increase of inactive germanium layer in a high-purity germanium detector after a long time operation applying MCNP code* Nucl. Instr. and Meth. A 573 (2007) 384.
- [13] V. Peyres, E. García-Toraño, *Efficiency calibration of an extended-range Ge detector by a detailed Monte Carlo simulation*, Spain 2007
- [14] N. Cornejo Díaz, M. Jurado Vargas, *DETEFF: An improved Monte Carlo computer program for evaluating the efficiency in coaxial gamma-ray detectors*, Spain 2007
- [15] D. Karamanis, *Efficiency simulation of HPGe and Si(Li) detectors in γ - and X-ray spectroscopy*, Greece 2003

BIOGRAFIJA



Ivan Budinčević je rođen 22.01.1987 u Novom Sadu. Završio je osnovnu školu „Đorđe Natošević” i gimnaziju „Isidora Sekulić” takođe u Novom Sadu. Po završetku gimnazije upisao se na studije fizike na Departmanu za fiziku Prirodno-Matematičkog fakulteta u Novom Sadu. U toku studija učestvovao je na nekoliko studentskih konferencija ICPS (International Conference of Physics Students).

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada:

Diplomski rad

VR

Autor:

Ivan Budinčević

AU

Mentor:

dr Dušan Mrđa, docent

MN

Naslov rada:

Kalibracija efikasnosti germanijumskog detektora i poređenje eksperimentalnih rezultata sa rezultatima dobijenim programskim paketom Geant-4

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Republika Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2010

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada:

10 poglavlja/39 strana/15 citata/6 tabela/11 slika/4 grafika/

FO

Naučna oblast:

Fizika

NO

Naučna disciplina:

Nuklearna fizika

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

Kalibracija efikasnosti, Monte Karlo simulacije, Geant4

PO

UDK

Čuva se:

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena:

nema

VN

Izvod:

Cilj ovog rada je poređenje eksperimentalne kalibracije efikasnosti sa rezultatima za efikasnost dobijenim Monte Karlo simulacijama pomoću programa Geant4. Opisano je eksperimentalno određivanje efikasnosti, simulacija napravljena pomoću Geanta i upoređeni su njihovi rezultati.

IZ

Datum prihvatanja teme od NN veća: 10.09.2010
DP

Datum odbrane: 23.09.2010
DO

Članovi komisije:
KO

Predsednik: dr Miroslav Vesković, redovni profesor

član: dr Dušan Mrđa, docent

član: dr Božidar Vujičić, redovni profesor

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

Monograph publication

DT

Type of record:

Textual printed material

TR

Content code:

Final paper

CC

Author:

Ivan Budinčević

AU

Mentor/comentor:

Dušan Mrda, Ph.D, docent

MN

Title:

Efficiency Calibration of a Germanium Detector and Comparison of the Experimental Results Acquired with the GEANT4 toolkit

TI

Language of text:

Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Republic of Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2010

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description:

10 chapters/39 pages/15 literature /6 tables/11 pictures/4 graphs/

6 pogl.

PD

Scientific field:

Physics

SF

Scientific discipline:

Nuclear Physics

SD

Subject/ Key words:

Efficiency calibration, Monte Carlo simulation, Geant4

SKW

UC

Holding data:

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note:

none

N

Abstract:

The goal of this work was to compare experimental efficiency calibration results with Monte Carlo simulation results acquired with the Geant4 toolkit. The experimental efficiency calibration has been described along with the Geant4 simulation and the results have been compared.

AB

Accepted by the Scientific Board: 10.09.2010
ASB
Defended on: 23.09.2010
DE
Thesis defend board:
DB
President: Miroslav Vesković, Ph.D, full profesor
Member: Dušan Mrđa, Ph.D, docent
Member: Božidar Vujičić, Ph.D, full profesor